

非定常来流压力下基于 DMD 方法的 预冷器换热特性

姚李超¹, 付超², 张俊强¹, 李泽鹏¹, 邹正平^{1,2}

(1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院

航空发动机气动热力国防重点实验室, 北京 100191;

2. 北京航空航天大学 航空发动机研究院, 北京 100191)

摘 要: 采用大涡模拟方法对非定常来流压力条件下叉排管束预冷器换热特性进行了研究,同时运用动力学模态分解方法对流场主控流动结构进行了识别,探讨了来流压力周期性变化频率对预冷器内部流动、换热性能和熵产的影响。结果表明:来流压力变化频率对预冷器时均和瞬态换热性能影响均不显著,但当来流压力变化频率增大至流场固有频率 950 Hz 时,流场发生共振,换热性能发生剧烈振荡;管束壁面剪切层运动和绕流脱落涡结构为主控流动结构,其时空演化过程对瞬时换热性能起决定作用;当流场发生共振时,剪切层的生长和演化与来流速度的脉动密切相关,前分管束的绕流涡脱落周期与来流压力/速度变化周期一致,而壁面剪切层的生长周期则为来流压力/速度变化周期的两倍。此外,叉排管束流场的换热熵产决定于主控流动结构,其时空演化特征与主控流动结构演化规律完全一致。

关 键 词: 叉排管束预冷器; 来流压力变化; 换热特性; 动力学模态分解; 主控流动结构

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Heat transfer performance of pre-cooler under unsteady inflow pressure condition using dynamic mode decomposition method

YAO Lichao¹, FU Chao², ZHANG Junqiang¹,
LI Zepeng¹, ZOU Zhengping^{1,2}

(1. National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine

Aero-thermodynamics, School of Energy and Power Engineering,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China;

2. Research Institute of Aero-Engine,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: The heat transfer performance of a staggered-tube-bundle pre-cooler under unsteady inflow pressure condition was numerically studied with large eddy simulation method, and the dominating flow structures were identified using the dynamic mode decomposition method. The influences of the inflow pressure frequency on the internal flow, heat transfer performance and entropy generation within the pre-cooler were analyzed. Results

收稿日期:2020-05-11

作者简介:姚李超(1989—),男,博士生,主要从事闭式循环总体技术及叶轮机/换热器部件设计技术研究。

E-mail:ylcpersonal@sina.com

引用格式:姚李超,付超,张俊强,等. 非定常来流压力下基于 DMD 方法的预冷器换热特性[J]. 航空动力学报,2020,35(10):2064-2077. YAO Lichao, FU Chao, ZHANG Junqiang, et al. Heat transfer performance of pre-cooler under unsteady inflow pressure condition using dynamic mode decomposition method[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(10): 2064-2077.

suggested that the inflow pressure frequency had little impact on both the time-averaged heat transfer performance and the transient heat transfer performance. When the inflow pressure frequency reached the natural frequency of 950 Hz, the flow resonance occurred and the heat transfer fluctuated dramatically. The shear layer and shedding vortexes were the dominating flow structures, and their spatiotemporal evolution determined the transient heat transfer performance. When flow resonance occurred, the evolution of the shear layer was closely related to the inflow velocity fluctuation. For the upstream cylinders, the period of the shedding vortexes was the same with that of the inflow pressure and velocity, while the period of the shear layer development was twice of the inflow pressure and velocity. Moreover, the entropy generation relied on the dominating flow structures, and its spatiotemporal evolution was in accordance with that of the dominating flow structures.

Key words: staggered-tube-bundle pre-cooler; inflow pressure fluctuation; heat transfer performance; dynamic mode decomposition; dominating flow structures

由高超声速飞行所导致的来流空气温度过高是限制高超声速动力发展的一个根本原因,采用预先冷却的方法使压气机前进气温度达到航空涡轮发动机工作的正常水平,是解决该问题的有效途径。近年来,国外提出了一种紧凑型快速强换热技术^[1],该技术依托强预冷器对来流空气进行预先冷却。强预冷器由一系列呈螺旋状排列的毛细管组成,空气从模块间的微小空隙中流过,低温氦在微管道中与管外来流空气进行热交换,微管道的矩阵式排列和管道外空气的横流方式,能在有效控制预冷器质量的前提下尽可能增大换热面积,同时横向流动也可有效阻止边界层在管壁上的增长,提高了传热系数,从而达到对来流快速降温的目的^[2]。

为支撑强换热技术的发展,国外开展了大量针对强预冷器的理论和试验研究。Murray 等^[3]进行了预冷器的结构优化设计,完成了实验室规模的预冷器加工制造以及性能验证。REL(reaction engines limited)公司的 Webber 等^[4]试验测量了不同雷诺数下紧凑换热器圆管表面的努塞尔数(Nu)分布,发现管束阵列中圆管迎风侧努塞尔数随雷诺数(Re)变化剧烈,而背风侧努塞尔数小于迎风侧且随 Re 变化不明显。REL 公司于 2012 年在 B9 试验台进行了全尺寸强预冷器的地面试验,验证了预冷器具备在 20 ms 内将来流空气温度降低从 1 273 K 以上降低至 123 K 的能力^[5]。此外,Yu 等^[6]采用智能优化算法从换热效率、总压降、紧凑性三个角度对强预冷器进行了优化,发现在保持进口速度、密度不变时,预冷换热器的冷却效率与管束阵列的紧凑度和总压降密切

相关。Linton 等^[7]用直接数值模拟方法(DNS)对 SABRE(synergetic air-breathing rocket engine)预冷器叉排管束单元模型进行了数值模拟研究,详细对比分析了不同雷诺数下预冷器管束脱落涡的演化规律,发现低雷诺数下上游管束的绕流脱落涡会引起高值斯特劳哈尔数(St_2),其值随雷诺数的增加而减小;而在高雷诺数下,流动发生转捩,低值斯特劳哈尔数(St_1)与管束驻点的振荡有关。Li 等^[8]研究了非均匀进口温度分布下管束内的温度掺混,并引入佩克莱数(Pe)来衡量管束内流体温度掺混程度。研究结果表明管束内的热掺混沿着流向逐渐增强并趋于恒定,同时随着 Re 的增大,掺混过程将进一步强化。

然而,上述研究多是在定常/均匀来流边界条件下展开,鲜有涉及非定常来流对预冷器换热性能的影响的讨论。在飞行器真实工作过程中,进气道内气流可能发生分离,这将导致位于其下游的预冷器来流边界条件(尤其是来流压力)发生动态变化,来流条件由定常变为非定常。这种非定常来流边条会导致预冷器内部流场发生振荡,同时也会影响预冷器的换热性能,甚至导致发动机的预冷系统无法正常工作。因此,有必要研究非定常压力变化对紧凑型强预冷换热器内部流动和换热性能的影响。

紧凑型强预冷器内部存在复杂的多尺度湍流流动结构,如何对控制换热性能的主控流动结构及其频率进行识别和提取是关键问题。动力学模态分解(DMD)方法是一种较为成熟的湍流动力学研究方法,能用于探索复杂非稳态时空流场本

质。该方法由 Schmid 于 2008 年提出^[9],具有算法简单、易于实现等诸多优势,已被众多学者应用于分析多种非定常流动现象,如射流^[10]、方腔流动^[11]、喷管流动分离^[12]、进气道喘振^[13]、叶栅分离流动^[14]、压气机不稳定性^[15]等。DMD 方法通过提取低维子空间的特征值和特征向量来捕获流动的主要动力学结构特性。虽然该方法假设一个线性演化算子,但在非线性流场中,它同样采取提取线性切线近似结构的方法,并描述其动态行为^[16]。因此 DMD 方法也可应用于非定常流动中的各种观测量和导出量的识别,如速度、压力、涡量、熵产等。

本文通过大涡模拟方法 (LES) 对非定常来流压力条件下叉排管束式预冷器的对流换热特性进行了数值模拟研究,同时运用动力学模态分解 (DMD) 方法对特殊频率的流动结构进行了识别,探讨了不同来流压力变化频率对预冷换热器内叉排管束结构内流动、传热及熵产的影响。

1 研究对象及方法

1.1 研究对象

参考 SABRE 发动机的紧凑强预冷器结构,本文选取叉排管束式预冷器作为研究对象,如图 1 所示。各管束排间隔交叉布置,管束内径 $d=5\text{ mm}$, x 向节距 $p_x=2d$, y 向节距 $p_y=1.5d$ 。此叉排管束式预冷器可视作由多个基本换热单元组成,其基本换热单元包括一个完整的单圆管及其周围 4 个 $1/4$ 圆管。

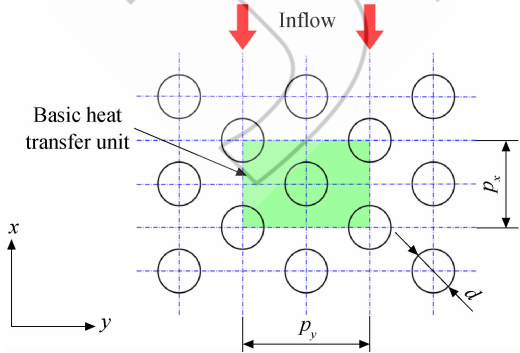


图 1 叉排管束式预冷器几何结构

Fig. 1 Geometry of staggered-tube-bundle pre-cooler

1.2 数值模拟方法及设置

图 2 所示为计算模型及计算域网格划分,该模型共计 13 排管束,各管束的展向长度 (z 向) 为 πd ; 计算域进出口设置长度为 $8d$ 的延长段与保

证来流充分发展及提高数值收敛性。延长段内采用 H 型网格,进出口延长段分别分布 80 和 100 个网格节点; 换热单元内采用 O 型网格,管壁第一层网格取高度 0.002 mm (最大 $y^+ \approx 0.2$) 以充分捕捉速度/温度边界层。

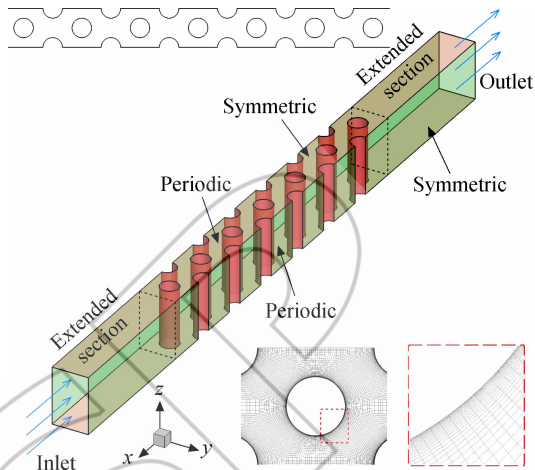


图 2 整体计算域及网格划分

Fig. 2 Computational domain and grid

为详细刻画管外绕流各复杂涡系结构的演化发展,本文采用商业软件 ANSYS FLUENT 平台中的大涡模拟方法求解三维非定常 Navier-Stokes 方程。考虑到所研究的工况范围内来流速度很低 ($Ma \ll 0.1$), 选取基于压力的求解器; 采用 SIMPLE 算法进行速度和压力的耦合求解; 雷诺应力、扩散项、压力应变率、耗散项和生成项方程均采用 3 阶精度 QUCIK 格式进行空间离散; 时间离散采用 2 阶精度双时间部隐式格式。如图 2 所示, 计算域进口给定总温/总压边条, 出口给定总压边条, 管束设定为定温无滑移壁面; x 方向采用周期性边条, 而 z 方向则设定为对称边条。计算时间步长为 $2.6 \times 10^{-6}\text{ s}$, 在本文的网格尺度下保证克朗数 (Courant number) 小于 1, 且管外绕流旋涡脱落周期迭代步数超过 500。

为模拟预冷器非定常来流压力条件, 计算域进口总压按照周期性正弦函数变化

$$p_{in}^* = k + A \sin[\omega(t - t_0)] \quad (1)$$

式中 $k=180\text{ Pa}$ 为雷诺数 $Re=2\,600$ 时进口相对总压; 总压周期性振荡幅值 $A=60\text{ Pa}$, 频率 $f=\omega/2\pi$ 。计算时, 采用均匀来流下带壁面冷却时 ($Re=2\,600$) 的某一瞬态流场作为初始物理场。需要说明的是, 为保证每个物理时间步的收敛性, 需保证初始时刻的进口压力边界条件等于初场的进口压力条件, 因此减去了初场所对应的物理时

间步 t_0 。

1.3 网格无关性验证

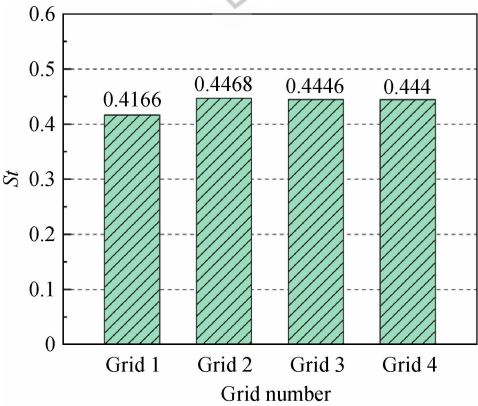
为保证足够的计算域网格空间分辨率,本文首先进行了网格无关性验证。在前述网格设置基础上,通过调节单管束外 O 型网格周向、径向和展向网格数共划分 4 套不同密度的网格(Grid 1~Grid 4),如表 1 所示,表中 $\Delta\theta^+$ 和 Δz^+ 分别代表周向和展向的网格无量纲宽度。采用上述 4 套网格分别进行了大涡模拟计算,计算工况为 $Re=2\,600$,且管壁温度低于主流温度为 40 K。

表 1 不同计算域网格密度设置

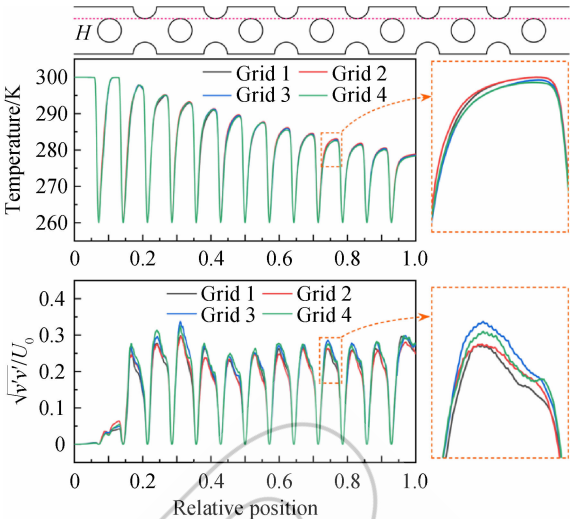
Table 1 Specifications of different grid densities

网格	径向×周向×展向	$\Delta\theta^+$	Δz^+	总网格数/万
Grid 1	30×136×31	4.0	15.0	195
Grid 2	40×204×31	2.4	15.0	300
Grid 3	40×204×45	2.4	10.3	550
Grid 4	50×204×61	2.4	7.6	850

图 3 所示对比了不同网格密度下流场相关参数,其中图 3(a)所示为第一排管束无量纲绕流脱落涡频率斯特劳哈尔数(St),图 3(b)所示为图示取样线(H)上不同位置处时均温度和时均 y 向雷诺应力($\sqrt{v'v'}/U_0$)。可以看到,随着网格密度的增加,各流场参数的变化逐渐变缓,当网格密度从 Grid 3 增大至 Grid 4 时,第一排管束无量纲绕流脱落涡频率 St 的变化率低于 0.05%,取样线上各位置处的时均温度和时均 y 向雷诺切应力的最大数值差异分别为 0.65%和 5.2%。由于 Grid 3 网格密度下流场中各参数的平均值和脉动值均可达到良好的数值精度,故本文后续相关大涡模拟研究均在 Grid 3 网格密度下开展。



(a) 第一排管束无量纲绕流脱落频率



(b) 取样线上流场参数

图 3 网格无关性验证

Fig. 3 Grid independence validation

2 DMD 方法及验证

动力学模态分解是一种可在大量实验或数值模拟流场数据中提取出单一频率相干结构的流场分解技术。该技术可将复杂流动分解为几个关键的模态,每个模态对应单一且不同的流动频率,同时还可揭示出模态的稳定性等信息。本节对 DMD 方法作简单介绍,并采用单管圆柱流场数据对所编写的 DMD 程序进行验证。

2.1 DMD 方法基本原理

在流场中存在两个时间间隔为 Δt 的连续快照向量 $\mathbf{v}_t$ 和 $\mathbf{v}_{t+1}$,分别表示 t 和 $t+1$ 时刻流场中任意流动参数沿空间分布的列向量。假设存在线性映射 $\mathbf{A}$ 使得

$$\mathbf{v}_{t+1} = \mathbf{A}\mathbf{v}_t \quad t = 1, \dots, N-1 \quad (2)$$

式中 $\mathbf{A}$ 为系统矩阵。 N 个时刻的流场快照序列可表示为

$$\mathbf{V}_1^N = [\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \dots, \mathbf{v}_N] \quad (3)$$

假设 N 个时刻内所有流场序列都满足线性映射,则有

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_2^N &= [\mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{v}_4, \dots, \mathbf{v}_N] = \\ &[\mathbf{A}\mathbf{v}_1, \mathbf{A}\mathbf{v}_2, \mathbf{A}\mathbf{v}_3, \dots, \mathbf{A}\mathbf{v}_{N-1}] = \\ &\mathbf{A}\mathbf{V}_1^{N-1} \end{aligned} \quad (4)$$

可以看出,系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的作用相当于将快照序列 $\mathbf{V}_1^{N-1}$ 沿时间方向平移 Δt 后至序列 $\mathbf{V}_2^N$ 。因此,矩阵 $\mathbf{A}$ 的特征值包含了序列 $\mathbf{V}_1^{N-1}$ 的时间演化特性。具体而言, $\mathbf{A}$ 的特征值表示了各动力模态的频率及其变化率,而对应的特征向量则代表了各模

态的流场结构及其在全流场汇总的能量占比。DMD 方法的本质则是求解系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的信息。

一般而言,矩阵 $\mathbf{A}$ 的维数极大,难以对其进行直接求解。本文采用相似变换法进行降维变换以求解系统矩阵 $\mathbf{A}$,该方法具有较高的数值稳定性以及对数据噪声的鲁棒性^[17]。对于秩为 r 的快照序列 $\mathbf{V}_1^{N-1}$ 而言,采用状态矩阵 $\tilde{\mathbf{A}}$ 代替 $\mathbf{A}$, $\tilde{\mathbf{A}}$ 为系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的最优低维估计,其特征值则是系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的一部分。对 $\tilde{\mathbf{A}}$ 进行特征分解可得

$$\tilde{\mathbf{A}} = \mathbf{Z}\mathbf{M}\mathbf{Z}^{-1} \tag{5}$$

其中 $\mathbf{Z}=[\mathbf{z}_1,\cdots,\mathbf{z}_r]$ 为 $\tilde{\mathbf{A}}$ 的特征向量,对应特征值向量为 $\mathbf{M}=\text{diag}[\mu_1,\cdots,\mu_r]$ 。对第 j 个特征值而言,其对数取值后的实部 $g_j=\text{Re}(\log \mu_j/\Delta t)$ 即代表流动增长率,虚部 $\omega_j=\text{Im}(\log \mu_j/\Delta t)$ 则代表频率。若 $g_j=0$,则表示对应模态稳定;若 $g_j>0$,则表示对应模态随时间增强;若 $g_j<0$,则表示对应模态随时间衰减。因此,若特征值 μ_j 位于在复平面的单位圆上,则表示相应模态稳定,反之则不稳定。

通过 $\tilde{\mathbf{A}}$ 对 $\mathbf{V}_1^{N-1}$ 的 r 维子空间进行线性映射,利用 POD(proper orthogonal decomposition)模态 $\mathbf{U}$ 将其映射到高维空间,可将 t 时刻的快照向量 $\mathbf{v}_t$ 表示为

$$\mathbf{v}_t \approx \sum_{j=1}^r \varphi_j \mu_j^{t-1} \alpha_j \tag{6}$$

式中 φ_j 为 DMD 模态, α_j 为相应模态的振幅。式意味着 t 时刻的流场可利用 DMD 各阶模态的线性组合进行表述。

值得说明的是,模态由下式给出: $\varphi_j=\mathbf{U}\mathbf{z}_j$,其量纲为 1。模态 φ_j 的量纲由 POD 模态 $\mathbf{U}$ 和 $\tilde{\mathbf{A}}$ 的特征向量 $\mathbf{z}_j$ 共同决定, $\mathbf{U}$ 和 $\mathbf{z}_j$ 的量纲均由线性映射 $\mathbf{A}$ 决定,由式得 $\mathbf{A}$ 的量纲为 1,因此模态 φ_j 的量纲也为 1(图 6 和图 11)。

标准 DMD 算法中采用 $\|\varphi_j\|_2$ 或 $|\alpha_j|$ 进行 DMD 模态排序,这两种排序方式难以提取出不稳定系统中能反映流动特征的主要模态。因此,本文采用 Kou 等^[18]提出的模态选取方法进行模态排序,排序依据为每个模态对全部快照样本贡献度的大小,这样可剔除振幅较大但衰减较快的“伪模态”^[19]。其数学表述形如

$$\mathbf{v}_t = \sum_{j=1}^r b_{ij}(t) \varphi_{\text{norm},j}(x,y) \tag{7}$$

式中 $\varphi_{\text{norm},j}(x,y)$ 代表由二范数归一化后的第 j 个模态,而 $b_{ij}(t)$ 则表示模态 j 在 t 时刻的时间系数,即模态 j 对 t 时刻快照流场的贡献程度。因此,对 $|b_{ij}(t)|$ 进行时间积分,便可衡量出模态 j

对整个采样时间段内流场的贡献度

$$I_j = \int |b_{ij}(t)| \text{d}t \approx \sum_{i=1}^{i=N} |b_{ij}| \text{d}t \tag{8}$$

而模态的选取准则根据 I_j 的大小选择主控模态,并用贡献率 P_{I_j} 表示为

$$P_{I_j} = \frac{I_j}{\sum_{k=1}^N I_k} \tag{9}$$

2.2 DMD 程序验证

又排管束换热器中流场的强非线性主要来自于单圆管绕流脱落涡。为此,本文基于课题组已有的单管绕流大涡模拟数据^[20]来验证 DMD 程序对非线性流场的适用性。圆管外径为 5 mm,来流温度为 300 K,管壁恒温(200 K);来流速度为 5 m/s,对应的雷诺数 $Re=1583$ 。此雷诺数下,圆管绕流流动处于边界层转换阶段,转换波沿自由剪切层卷起离散的旋涡,然后形成交替脱落的旋涡。

为准确地捕捉单圆管绕流流场中各阶模态的流动结构,快照序列的采样频率需遵从奈奎斯特采样定理,即快照序列的采样频率至少为所关注的流动结构的固有频率的 2 倍^[21]。另外,Pan 等的研究^[22]表明在多尺度波包的情况下,快照序列要覆盖的时间长度要超过主控流动结构一个周期的时间长度。本文每 20 个时间步长(2.6×10^{-6} s)取一个快照向量序列,即相邻两个快照序列的时间间隔为 5.2×10^{-5} s。快照序列的总数为 1001,总时长为 0.052 s,覆盖 10 个涡脱落周期,符合上述采样条件。图 4 所示为距单管束下游 1.5*d* 处 A 点的法向(y 向)速度脉动,其中图 4(a)所示为 190 个时间步内的速度脉动时域图,图 4(b)为经快速傅里叶变换后的频域图。可以看到,时域图中,A 点法向速度在 190 个时间步内出现了明显的多个脉动周期,该周期对应着绕流脱落涡周期;频域图中,在 201 Hz 处出现了脉动峰值,表明涡脱落频率大约为 201 Hz。此外,413 Hz 处出现另一高频峰值,该频率对应 1 阶谐波频率。

图 5 所示为速度场 DMD 分析结果,其中图 5(a)所示为各模态对流场的贡献度,图 5(b)所示为各频率的特征值在复平面上的分布。从图 5(a)中可以看出,0 阶模态的幅值最大,约为 1 阶模态和 2 阶模态幅值的 15 倍。对模态贡献度式做修正,可得到如下公式:

$$\Pi_j = 1 - \frac{\|\mathbf{V}_1^{N-1} - \varphi_j C_{\text{coeff}}(j)\|_F}{\|\mathbf{V}_1^{N-1}\|_F} \tag{10}$$

式中 $C_{\text{coeff}}(j)$ 表示第 j 阶模态的模态系数,下标 F 表

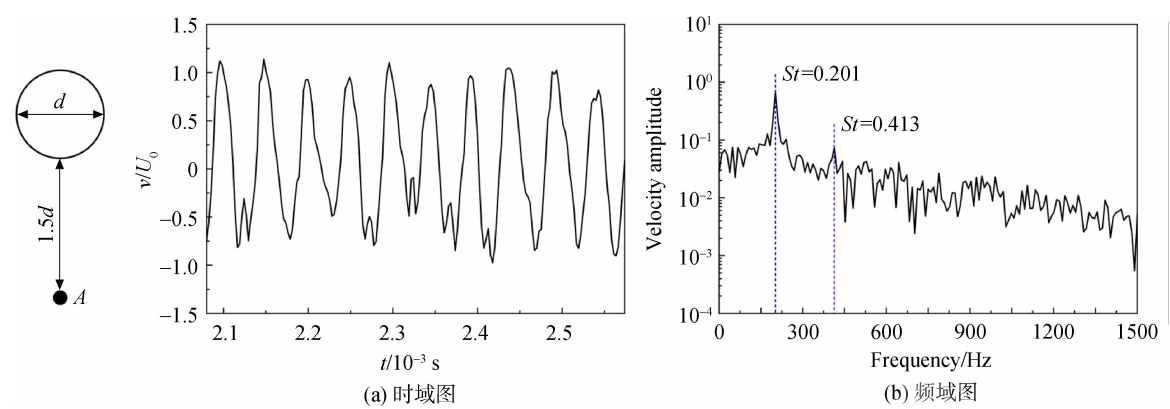


图 4 单管束速度场 A 点法向(y 向)速度 v 脉动
Fig. 4 Velocity v fluctuation of point A of sigle cylinder velocity field

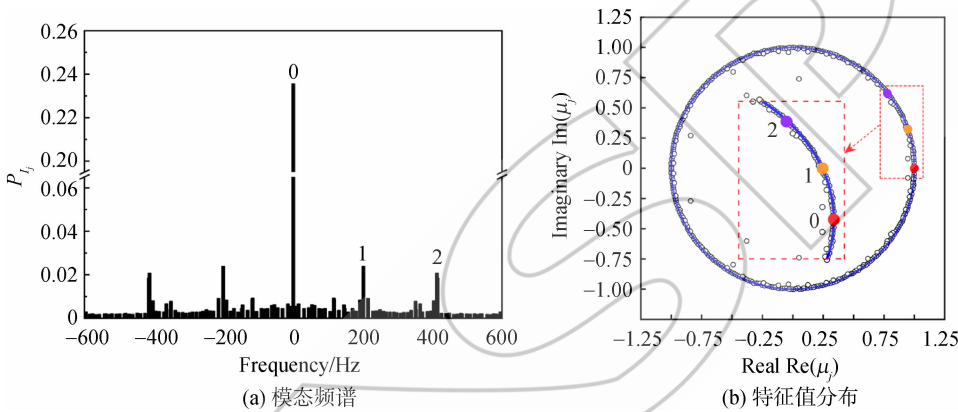


图 5 单管束速度场 DMD 模态信息
Fig. 5 DMD modes of sigle cylinder velocity field

示 Frobenius 范数。带入第 0 阶模态得到 $\Pi_0 = 79.62\%$, 这意味着 0 阶模态对快照样本序列的贡献度超过了其余模态贡献度之和。频率 $f_1 = 201.5\text{ Hz}$ 和 $f_2 = 421.8\text{ Hz}$ 所对应的模态为另外两个主要模态, 其频率与图 4(b) 所示两个峰值所对应的频率一致。此外, 从图 5(b) 中可以看到, 包括 0 阶、1 阶和 2 阶三个主要频率在内的绝大部

分频率的特征值均分布于复平面单位圆上或紧靠单位圆的内侧, 这意味着系统处于临界稳定状态。按图 5(a) 所示贡献度大小对各 DMD 模态进行排序, 并对振幅较大的前三阶模态进行分析。前三阶模态实部所代表流动结构的空分布如图 6 所示(虚部所代表的流动结构空分布与实部相似, 仅存在一定相位差), 其中 u 代表流向(x

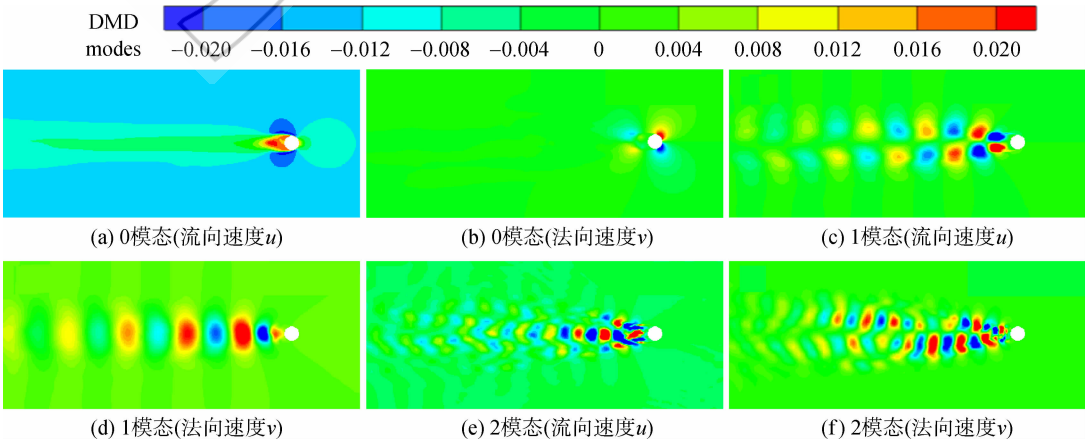


图 6 单管束速度场前三阶 DMD 模态流动结构
Fig. 6 Flow structures corresponding to the first 3 DMD modes of sigle cylinder velocity field

向)速度, v 代表法向(y 向)速度。0 阶模态为静态模态,其增长率和频率均为 0,与单管束绕流平均流场相似;1 阶和 2 阶模态均为动态模态,其频率分别为 201.5 Hz 和 412.8 Hz。1 阶模态为中性稳定模态,特征值位于复平面单位圆上,其振幅随时间略有增长;2 阶模态为衰减模态,其特征值位于复平面单位圆内,其对速度场的影响随时间逐渐减小。此外,1 阶模态表示的是绕流脱落涡从管壁表面剪切层分离、向下游迁徙演化并最终完全发展为卡门涡街的过程,而 2 阶模态则代表空间尺度较小的 1 阶谐波。上述分析表明该 DMD 程序能够将单管束绕流流场中的卡门涡街分解出来,并能清楚地显示出剪切层和脱落涡的形态。此外,通过该 DMD 程序所得到的流场主控流动结构频率与通过流场参数时频分析的结果吻合,说明该 DMD 程序能成功分解非线性流场。

3 结果与分析

为探究不同来流压力变化频率下叉排管束预冷器的换热性能,本文对来流总压周期性变化频率($f_{p, \text{inl}}$)分别为 0、100、700 Hz 和 950 Hz 时预冷器内部流动进行了大涡模拟。其中,来流压力变化频率为 950 Hz 时,叉排管束流场发生共振。

3.1 来流压力变化频率对叉排管束时均换热性能的影响

图 7 所示为不同来流压力变化频率下叉排管束各管排的时均换热性能,这里以努塞尔数 Nu 来表征各管排的对流换热强度, Nu 的定义为

$$Nu = \frac{hD}{\kappa} \tag{11}$$

$$h = \frac{q}{t_{\text{ref},i} - t_w} \tag{12}$$

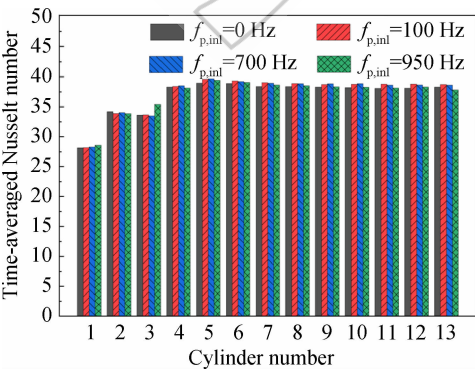


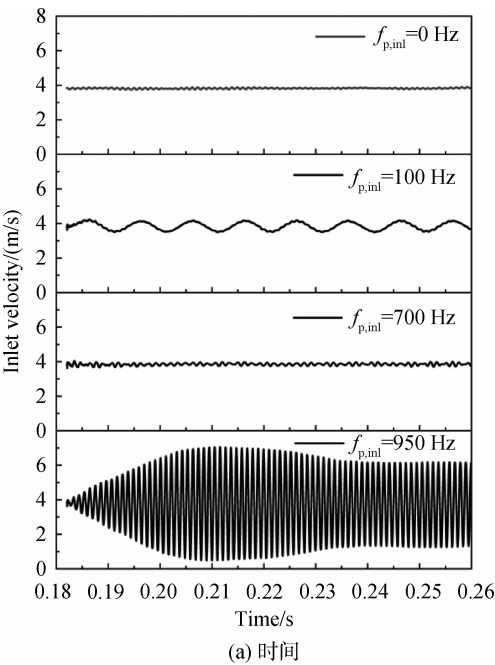
图 7 不同来流压力变化频率下时均换热性能

Fig. 7 Time-averaged heat transfer performance under different frequencies of inflow pressure fluctuation

式中 D 为圆管外径, κ 为壁温对应的空气导热系数, $t_{\text{ref},i}$ 为第 i 排管外空气的平均温度, t_w 为圆管壁面温度, q 为换热量。可以看到,第一排管束的时均 Nu 最小,对流换热强度最弱,其原因在于第一排管束上游来流未受扰动,来流速度和湍流度相对较低。当流体绕过第一排管束流向第二排管束时,一方面由于流道收缩而加速,另一方面绕过管排产生脱落涡,流体受到扰动后雷诺数和湍流度均有所增加,相应地第二排管束的 Nu 增大,对流换热强度增强。在流体相继绕过各管排继续往下游流动的过程中,各管束排均会对来流产生扰动(管排对来流的作用相当于湍流格子),叉排管束内流场持续发展,各管排的湍流换热强度也持续增强。而当流体绕过第五排管束后,流场已充分发展,下游管排的流场的扰动并未导致管排的 Nu 增加,下游管排的对流换热强度基本保持不变。此外,对比不同来流压力变化频率下各管排的 Nu 可以发现,来流压力变化频率对各管束排的平均对流换热强度影响不显著,即使在流场发生共振时(950 Hz 工况),各管束排的平均对流换热强度相较其他工况也未发生明显的变化。

3.2 来流压力变化频率对叉排管束速度场的影响

图 8 所示为不同来流压力变化频率下计算域进口速度脉动。在均匀来流条件下,进口速度存在单一峰值频率 950 Hz,该频率(f)为叉排管束流场在来流雷诺数为 2600 的固有频率。当来流压力发生周期性变化时,来流压力的周期性脉动使得进口速度发生周期性波动,而速度波动频率



(a) 时间

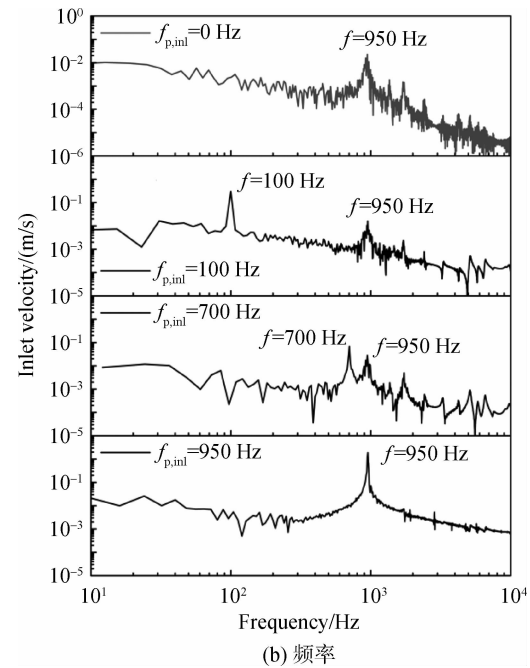


图 8 不同来流压力变化频率下计算域进口速度脉动
Fig. 8 Inlet velocity fluctuations under different frequencies of inflow pressure fluctuation

则与来流压力脉动频率一致。对比不同来流压力变化频率下进口速度波形可以发现,来流压力变化频率对进口速度波动幅值影响较大;当来流压力变化频率为 100 Hz 时,进口速度的振幅较大,波动幅值与平均速度之比为 8.83%;而当来流压力变化频率增大至 700 Hz 时,进口速度的振幅大幅减小,其波动幅值与平均速度之比降至 2.60%。这是由于在较低的来流压力变化频率下,进口压力变化较慢,波动周期相对较长,来流速度有足够长的时间随进出口压差变化而加/减速。当来流压力变化频率增大至叉排管束流场固有频率 950 Hz 时,流场发生共振,进口速度波动幅值在极短的时间内(约为 0.03 s)快速增大到最大值,之后逐渐降低并稳定。当进口速度波动幅值稳定后,其与平均速度之比为 60.75%,远高于来流压力变化频率 100 Hz 和 700 Hz 工况。

3.3 来流压力变化下叉排管束流场脱落涡分析

图 9 所示为不同来流压力变化频率下第三排管升力系数的频域表述,该图反映了前排管绕流涡脱落频率。当来流压力变化频率为 700 Hz 时,频域图中仅有单一峰值频率为 683 Hz,此频率与无来流压力变化(频率为 0 Hz)下第三排管束升力系数脉动频率一致。据前节所述,来流压力变化频率为 700 Hz 时,来流速度波动幅度较低(2.60%),此时来流雷诺数振荡幅度较低,其对前

排管绕流涡脱落频率影响很小,因此第三排管束的升力系数脉动频率也几乎不变。当来流压力变化频率为 100 Hz 时,来流速度波动幅值相对较大(如图 8(a)所示),来流压力变化频率低,相应地来流雷诺数变化周期长。此时,前排管的涡脱落频率也随来流条件周期性地变化,变化频率 f' 与来流频率(100 Hz)一致。在前排管束尾迹作用下,第三排管束的升力系数脉动出现三个明显的峰值频率,最高峰值对应于均匀来流条件下的脉动频率(683 Hz),其余两个峰值所对应的频率则与最高峰值频率相差 100 Hz,分别为 583 Hz 和 783 Hz。当来流压力变化频率为 950 Hz 时,流场发生共振,来流速度波动幅度较大,相应地来流雷诺数的波动幅度较大。此时,叉排管束内的旋涡脱落特征与其他工况差别较大,最高峰值频率为 473 Hz $\approx 0.5 \times 950$ Hz,其他峰值频率对应于奇次谐波。

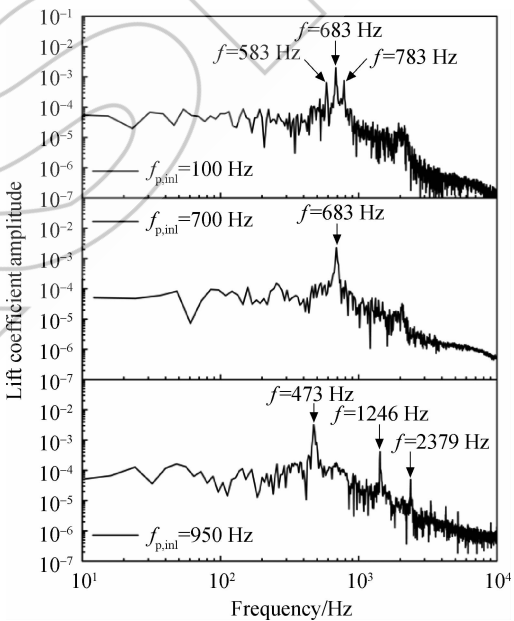


图 9 不同来流压力变化频率下第三排管束升力系数
Fig. 9 Lift coefficient of the 3rd tube under different frequencies of inflow pressure fluctuation

为进一步探究流场共振时主控流动结构,本文对来流压力变化频率为 950 Hz 时流场展向涡量场进行动力学模态分解。DMD 分析样本为 35 个来流周期的涡量场,快照序列总数为 1414 个,每两个快照序列的时间间隔为 2.6×10^{-5} s,满足奈奎斯特采样定理。图 10 所示为各模态的频谱图,可以看到,1 阶模态和 2 阶模态对涡量场起主要贡献作用,其所对应的频率分别为 747 Hz 和 950 Hz。图 11 给出了前三阶模态对应的流动结构,0 阶模态($f=0$ Hz)所示为平均涡量场;1 阶模

态和 2 阶模态所示流动结构主要位于前排管束（管束 1~5）剪切层和尾迹区域，其中 1 阶模态中主控流动结构为脱落涡形成前的管壁剪切层周期运动，其频率为 474 Hz；2 阶模态中主控流动结构为管束尾迹脱落涡，其频率为 950 Hz。此外，较后排管而言，前排管束（管束 1~5）的剪切层运动和尾迹脱落涡结构在 1 阶模态和 2 阶模态中更为明显，这意味着流场在前五排管所涵盖的流向范围内持续发展，期间各管排的对流换热性能受主控流动结构的影响较为明显；而随着流体绕过管排流向下游，上游管束排的尾迹脱落涡对下游管束排的影响不断减弱。当流体绕过第五排管束后，流场已基本得到充分发展，下游管束排的剪切层运动和尾迹脱落涡结构并不明显，管束排的对流换热性能亦基本保持稳定。上述流场主控流动结构的发展规律与图 7 所示的各管束排努塞尔数的变化规律相符。

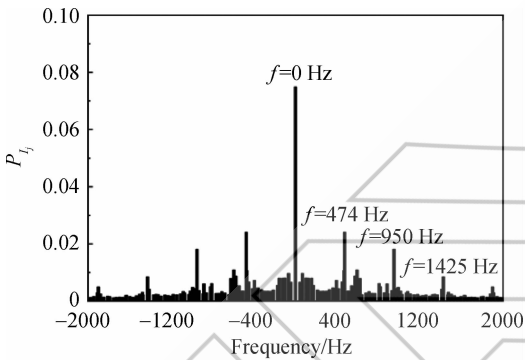


图 10 来流压力变化频率为 950 Hz 时涡量场 DMD 模态频谱图

Fig. 10 DMD modes of vorticity field under 950 Hz inflow pressure fluctuation

图 12 进一步给出了流场发生共振时 2 个来流速度脉动周期(2*T*)内前排管束涡量场的发展。在加速阶段 0*T*~(1/2) *T*，前四排管的剪切层经

过了分离、卷起、脱落三个过程，管束 1 和管束 2 的上下侧同时有旋涡脱落。这是由于在来流加速阶段，流动雷诺数增大，管束 1 和管束 2 的表面边界层生长速度加快，壁面处的逆压梯度更大，边界层更容易从壁面分离。然而，受管束 1 尾迹脱落涡的影响，管束 2 上下两侧剪切层生长的不对称性较为明显，下侧的脱落涡尺寸较上侧更大。管束 3 和管束 4 剪切层生长的不对称性更为明显，其剪切层在流动加速阶段进在一侧发生旋涡脱落。对管束 5 而言，其剪切层在上下两侧均有脱落，但脱落涡的尺度降低，数量增加。对比图 12(a)和图 12(e)可以发现，经过一个来流周期 *T* 后，前四排管束的瞬时涡量场呈镜像对称，旋涡从与 0*T* 时刻对称的位置(管束另一侧)脱落，这意味着前排管束的绕流脱落涡周期与来流速度变化周期一致；而对比图 12(a)和图 12(i)则可以发现，经过两个来流周期 2*T* 后，前四排管束的瞬时涡量场状态则与 0*T* 时刻相同，即管束剪切层的发展经历一个周期，这意味着前排管束的壁面剪切层运动周期为来流速度变化周期的两倍。由图 8(b)可知，流场共振时，来流速度脉动周期与来流压力变化周期相等，频率均为 950 Hz。基于前述分析，此工况下前四排管束的旋涡脱落频率为 950 Hz，而剪切层运动频率为 475 Hz，这与前述通过主控流动结构分析所得到的结果一致。综上所述，在来流压力变化频率等于叉排管束流场固有频率 950 Hz 时，流场的共振使得来流速度波动幅度较大，来流速度的周期运动导致管束壁面剪切层的生长与来流速度的变化密切相关；前排管束的绕流涡脱落周期与来流压力变化周期保持一致，但由于管束两侧剪切层生长的不对称性，前排管束壁面剪切层的生长周期则变为来流压力变化周期的两倍。

3.4 来流压力变化下叉排管束瞬时换热性能分析

图 13 给出了不同来流压力变化频率下管束

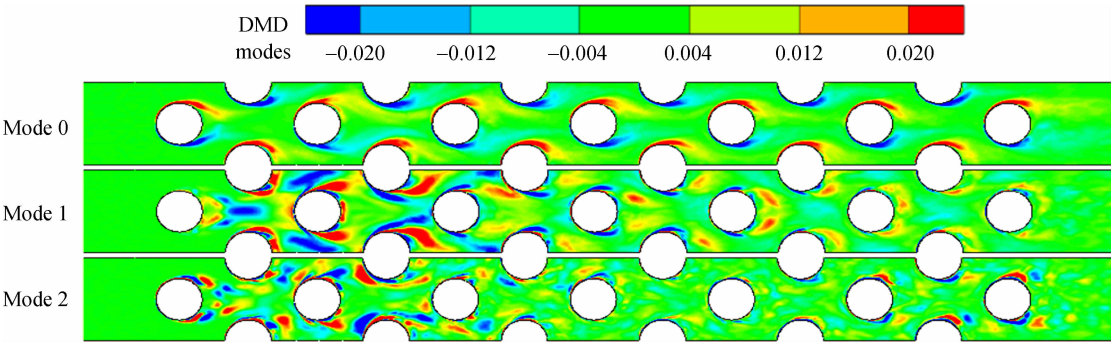


图 11 来流压力变化频率为 950 Hz 时涡量场 DMD 模态主控流动结构

Fig. 11 Dominating flow structures of DMD modes for vorticity field under 950 Hz inflow pressure fluctuation

1、管束 3 和管束 9 表面努塞尔数 Nu 随时间的变化。可以看到,不同来流压力变化频率下,前排管束和后排管束表面 Nu 均会随来流压力的周期性波动而波动;当来流压力变化频率从 100 Hz 增加到 700 Hz 时,来流压力变化对叉排管束内的换热

性能的瞬态影响逐渐减小,这一现象在管束 1 和管束 9 处尤为明显;但当来流压力变化频率增加到管束管束流场固有频率 950 Hz 时,管束内流场处于共振状态,各管束排的对流换热性能发生剧烈波动,波动幅值明显增加,叉排管束预冷器出口

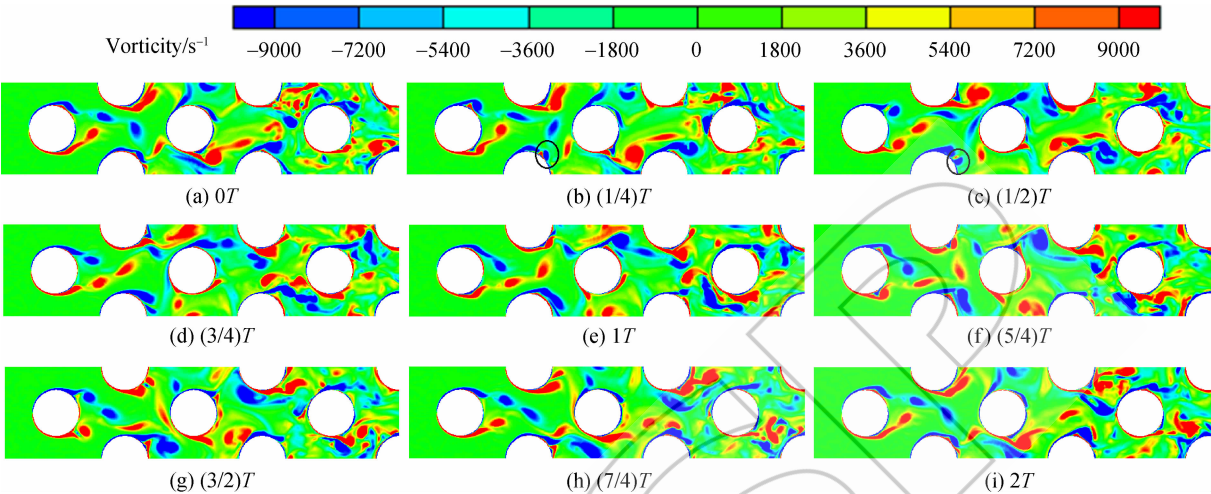
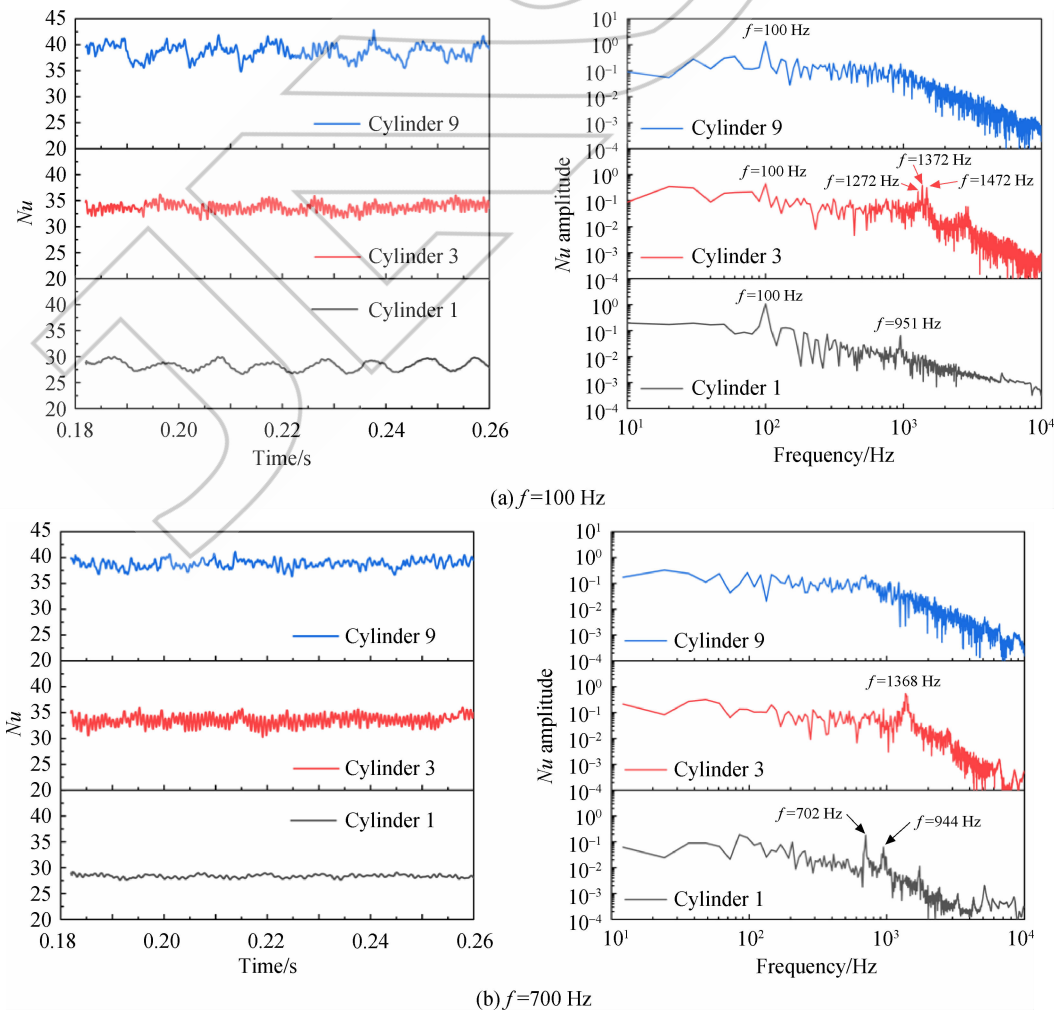


图 12 来流压力变化频率为 950 Hz 时两个来流速度脉动周期内涡量场的发展
Fig. 12 Vorticity fields within two inlet velocity variation periods under 950 Hz inflow pressure fluctuation



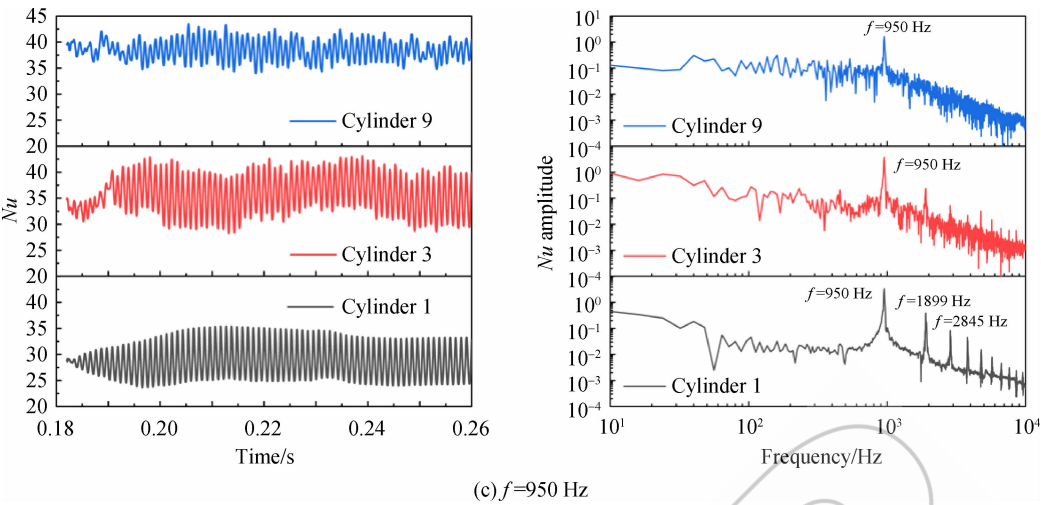


图 13 不同来流压力变化频率下各管束排瞬时努塞尔数
Fig. 13 Cylinder transient Nusselt number under different inflow pressure fluctuation frequencies

气流参数的波动幅度也相应地增加。

对管束 1 而言,其表面 Nu 波动始终保持着与来流压力变化频率一致的频率,且该频率为峰值频率,这是由于管束 1 上游无管排对来流产生扰动,来流速度的波动对管束 1 表面 Nu 的变化起决定性作用。对管束 3 而言,在来流压力变化频率为 100 Hz 和 700 Hz 时,其表面 Nu 波动的主导频率并非来流速度波动频率,这表明来流速度的波动对管束 3 换热性能的影响相对较弱,对其换热性能起决定性作用的主控流动结构为上游管束排的剪切层周期运动和尾迹脱涡结构。对管束 9 而言,其所在流向位置处流场已基本得到充分发展,上游管束排剪切层周期运动和尾迹脱涡结构涡杂乱无序,且并未呈现出明显的主控频率。当流场发生共振时,共振频率 950 Hz 为各管束换热性能的主导频率,且此时各流向位置处的雷诺数波动较大,使得各管束排的对流换热强度波动增大,三排管束的 Nu 波动幅值分别为 3.09、4.8 和 2.52。图 14 给出了来流压力变化频率为 950 Hz 时各管束排表面 Nu 与来流速度的相位关系,可以看到,三排管束在各时刻的相位基本保持一致,这说明来流速度波动是造成管束排 Nu 波动的主要原因,此时来流速度波动对管束的换热性能起主导作用。但由于对流换热过程发生于绕流边界层内,而边界层的速度相对主流速度较小,导致各管束排的 Nu 波动略微滞后于来流速度波动,两者存在一定的相位差。

图 15 对比了来流变化频率为 950 Hz 时不同管束的周向 Nu 分布,图中右侧为来流方向。可以看到,各管束的迎风侧的 Nu 明显高于背风侧,

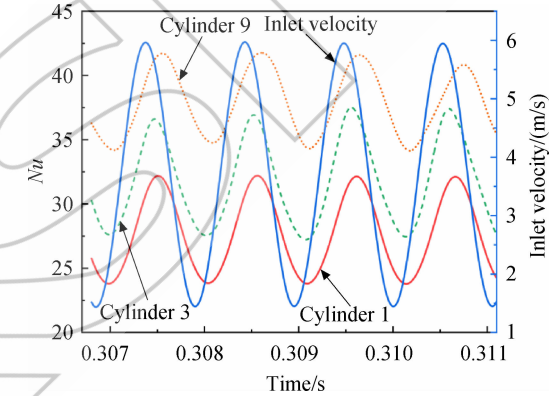


图 14 来流压力变化频率为 950 Hz 时,来流速度与管束排表面 Nu 的脉动相位关系
Fig. 14 Phase relation of inflow velocity fluctuation and cylinder Nu fluctuation under 950 Hz inflow pressure fluctuation

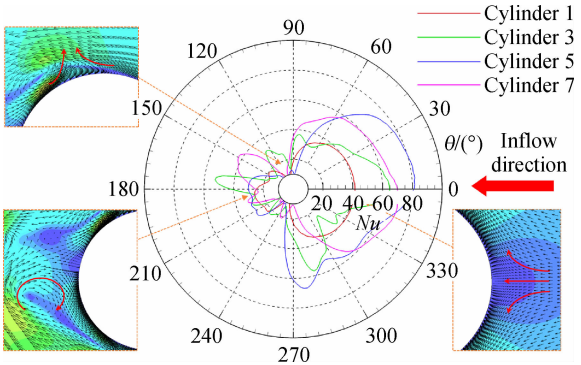


图 15 来流压力变化频率为 950 Hz 时不同管束周向 Nu 分布
Fig. 15 Distribution of circumferential Nu number of different cylinders under 950 Hz inflow pressure fluctuation

这意味着迎风侧换热性能显著优于背风侧;在上游流体的冲击作用下,管束前缘附近存在强换热区域;而尾缘附近区域的高换热区域则是由剪切层旋涡脱落后对尾缘的造成冲击所造成的。值得注意的是,在周向角度(θ)为 $90^{\circ}\sim 135^{\circ}$ 区间内,管束表面对流换热强度均显著降低,这是由于该处存在典型的喷射流动结构,该结构会对管壁换热性能造成不利影响。对比不同流向位置的管束表面 Nu 分布容易发现,下游管束的 Nu 显著高于上游管束,这是由于叉排管束流场内下游速度较上游有所增加,从而强化了对流换热。

3.5 来流压力变化下叉排管束熵产分析

本节选取来流压力变化频率为 950 Hz 工况分析来流压力变化对叉排管束流场内熵产的影响。对流传热中熵产主要包含耗散熵产和换热熵产,耗散熵产决定于流场速度梯度,换热熵产决定于流场温度梯度

$$S_{gen} = S_{gen,f} + S_{gen,h} \tag{13}$$

$$S_{gen,f} = \frac{\mu}{T} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} \tag{14}$$

$$S_{gen,h} = \frac{\lambda}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] \tag{15}$$

其中 $S_{gen,f}$ 为耗散熵产, $S_{gen,h}$ 为换热熵产。在本文所研究的工况下,各管束排的耗散熵产在总熵产中占比很小,其与换热熵产存在量级差异,故本节重点研究来流压力变化对管束排换热熵产的影响。图 16 所示为来流压力变化频率为 950 Hz 时叉排管束流场内平均换热熵产随时间的变化曲线。可以看到,平均换热熵产随来流速度脉动出现周期性波动,波动频率与来流速度波动频率一致,但两者在相位上存在一定差别。

本文对 35 个来流周期的换热熵产场进行了 DMD 分析,所选快照序列样本与前文一致(文中第 3.3 节)。图 17 所示为叉排管束流场换热熵产各 DMD 模态频谱图,可以看到,前三阶模态所对应的频率分别为 0、476 Hz 和 951 Hz,这与图 10 所示的涡量场的主控流动结构频率一致。图 18 给出了两个来流周期内叉排管束内换热熵产场的变化,所示时刻与图 12 一致。对比图 12 和图 18 可以发现,各时刻叉排管束涡量场和换热熵产场存在强烈的相关性,换热熵产受管束与管束壁面

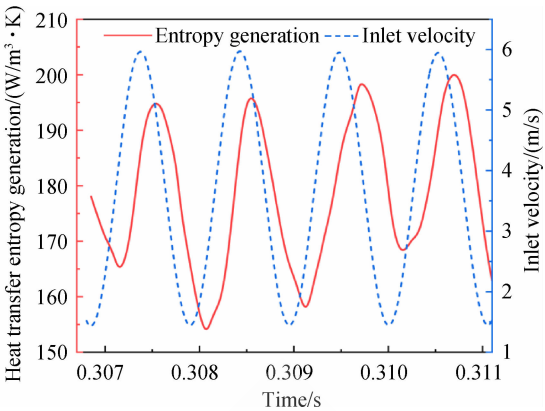


图 16 来流压力变化频率为 950 Hz 时流场平均换热熵产变化曲线

Fig. 16 Variation of time-averaged heat transfer entropy generation under 950 Hz inflow pressure fluctuation

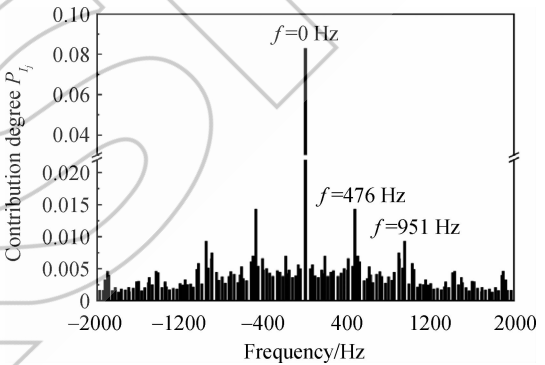


图 17 来流压力变化频率为 950 Hz 时流场换热熵产 DMD 模态频谱图

Fig. 17 DMD modes of heat transfer entropy generation under 950 Hz inflow pressure fluctuation

剪切层和绕流脱落的涡结构的发展影响巨大。由于管束排温度边界层中温度梯度较大,换热熵产主要产生于管束壁面剪切层,并随着剪切层的分离、卷起和脱落向下游迁徙。剪切层中的低温流体被脱落涡输运到下游与温度相对较高的主流掺混,脱落涡中流体温差降低,导致换热熵产在旋涡脱离壁面向下游迁徙的过程中迅速减小。此外,经过一个来流周期 T 后,叉排管束 $1T$ 时刻瞬时换热熵产场与 $0T$ 时刻瞬时换热熵产场呈现出镜像对称关系(对比图 18(a)和图 18(e));而经过两个来流周期 $2T$ 后,叉排管束 $2T$ 时刻瞬时换热熵产场与 $0T$ 时刻瞬时换热熵产场完全一致(对比图 18(a)和图 18(i))。这与流场主控流动结构的演化规律完全吻合,进一步证实了管束壁面剪切层运动和绕流脱落涡结构对换热性能的决定性作用。由于换热熵产在数值上为正数,经过一个来

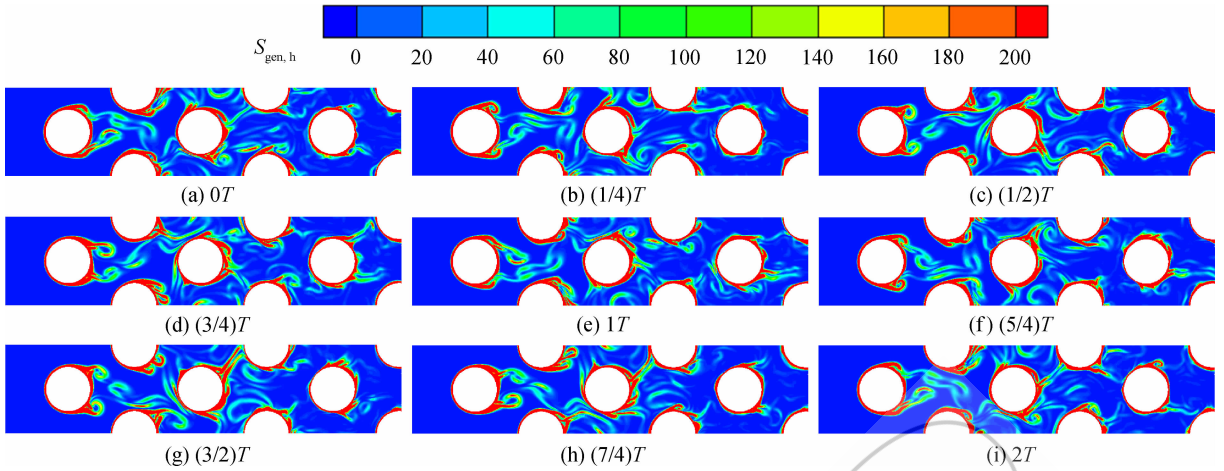


图 18 来流压力变化频率为 950 Hz 时,两个来流速度脉动周期内换热熵产场的发展
Fig. 18 Heat transfer entropy generation within two inlet velocity variation periods under 950 Hz
inflow pressure fluctuation

流周期 T 后,换热熵产便在数值上表现出周期性,这意味着换热熵产的瞬时变化周期与来流压力变化周期一致,如图 16 所示。

4 结 论

本文采用大涡模拟的方法对非定常压力条件下叉排管束预冷器的对流换热特性进行了数值模拟,研究了不同压力周期性变化频率对叉排管束的时均/瞬态换热性能、流场参数和熵产的影响。此外,利用动力学模态分解方法对流场内的主控流动结构进行了识别,揭示了主控流动结构对叉排管束对流换热性能的作用机理。主要结论如下:

- 1) 当来流压力变化频率低于流场固有频率时,叉排管束流场时均和瞬态换热性能随压力变化频率的增加均不发生显著变化;当来流压力变化频率增大至流场固有频率 950 Hz 时,流场发生共振,流场瞬态换热性能会发生大幅波动,然而流场时均换热性能却不出现明显变化。
- 2) 应用 DMD 方法捕捉到叉排管束流场的主控流动结构为管束排的壁面剪切层和绕流脱涡,其时空演化对管束排的瞬时换热性能起决定性作用。当流场发生共振时,来流速度大幅度周期性波动使得管束壁面剪切层的生长与来流速度变化密切相关。各管排剪切层形成发展和脱涡的周期性运动导致当地速度波动,进而影响各管排的瞬时换热性能。
- 3) 叉排管束换热熵产与管束排壁面剪切层和绕流脱涡的时空演化密切相关。当流场共振时,平均换热熵产随来流速度脉动呈周期性变化,换热熵产频率与速度波动频率一致;涡量场和换

热熵产场存在强烈的相关性,换热熵产时空演化特征与主控流动结构演化规律完全一致。

参考文献:

[1] LONGSTAFF R, BOND A. The SKYLON project[R]. AIAA-2011-2244, 2011.

[2] CECERE D, GIACOMAZZI E, INGENITO A. A review on hydrogen industrial aerospace applications[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2014, 39(20): 10731-10747.

[3] MURRAY J J, HEMPSELL C M, BOND A. An experimental precooler for airbreathing rocket engines[J]. Journal of the British Interplanetary Society, 2001, 54(5/6): 199-209.

[4] WEBBER H, TAYLOR N. Local heat transfer measurements inside a compact heat exchanger[R]. AIAA 2010-4653, 2010.

[5] DAVIES P, HEMPSELL M, VARVILL R. Progress on SKYLON and SABRE[C]. International Astronautical Congress, IAC-15-D2-1, 2015.

[6] YU Shufang, JONES T, OGAWA H, et al. Multi-objective design optimization of precoolers for hypersonic airbreathing propulsion[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2016, 31(2): 1-13.

[7] LINTON D, THORNBUR B. Direct numerical simulation of transitional flow in a staggered tube bundle[J]. Physics of Fluids, 2016, 28(2): 31-60.

[8] LI Xiaowei, WU Xinxin. Thermal mixing of the cross flow over tube bundles[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2013, 67(6): 352-361.

[9] SCHMID P J. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2008, 656(10): 5-28.

[10] WAN Zhenhua, ZHOU Lin, WANG Bofu, et al. Dynamic model decomposition of forced spatially developed transi-

tional jets[J]. *European Journal of Mechanics*, 2015, 51: 16-26.

[11] SEENA A, SUNG H J. Dynamic mode decomposition of turbulent cavity flows for self-sustained oscillations[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2011, 32(6): 1098-1110.

[12] LARUSSON R, ANDERSSON N, OSTLUND J. Dynamic mode decomposition of a separated nozzle flow with transonic resonance[J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(4): 1-12.

[13] 代珂, 郭峰, 朱剑锋, 等. 基于 DMD 方法的超声速进气道喘振特性分析[J]. *航空动力学报*, 2019, 34(5): 1076-1084.

DAI Ke, GUO Feng, ZHU Jiangfeng, et al. Characteristics investigation on supersonic inlet buzz with dynamic mode decomposition method[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2019, 34(5): 1076-1084. (in Chinese)

[14] 洪树立, 黄国平, 陆惟煜, 等. 采用 DMD 方法研究叶栅不同攻角的拟序结构[J]. *航空动力学报*, 2018, 33(9): 2150-2160.

HONG Shuli, HUANG Guoping, LU Weiyu, et al. Coherent structures of cascade under different attack angles with DMD method[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2018, 33(9): 2150-2160. (in Chinese)

[15] 吴亚东, 李涛, 赖生智. POD 和 DMD 方法分析不同间隙压气机旋转不稳定性特性[J]. *航空动力学报*, 2019, 34(9): 2018-2026.

WU Yadong, LI Tao, LAI Shengzhi. Analysis of rotating instability characteristics in compressor with different tip-clearances by POD and DMD methods[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2019, 34(9): 2018-2026. (in Chinese)

[16] MEZIC I. Spectral properties of dynamical systems, model reduction and decompositions[J]. *Nonlinear Dynamics*, 2005, 41: 309-325.

[17] TU J H, ROWLEY C W, LUCHTENBURG D M, et al. On dynamic mode decomposition: theory and applications[J]. *Journal of Computational Dynamics*, 2015, 1(2): 391-421.

[18] KOU Jiaqing, ZHANG Werwei. An improved criterion to select dominant modes from dynamic mode decomposition[J]. *European Journal of Mechanics*, 2018, 62: 109-129.

[19] 寇家庆, 张伟伟. 动力学模态分解及其在流体力学中的应用[J]. *空气动力学学报*, 2018, 36(2): 163-179.

KOU Jiaqing, ZHANG Weiwei. Dynamic mode decomposition and its applications in fluid dynamics[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2018, 36(2): 163-179. (in Chinese)

[20] 付超. 壁面传热环境中流动与换热的交互作用机理[D]. 北京: 北京航空航天大学, 2019.

FU Chao. Interaction mechanism between flow and heat transfer under non-adiabatic wall conditions[D]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics University, 2019. (in Chinese)

[21] 魏佳云, 李伟鹏, 许思为, 等. 基于 DMD 方法的缝翼低频噪声机理分析[J]. *航空学报*, 2018, 39(1): 177-187.

WEI Jiayun, LI Weipeng, XU Siwei, et al. Analysis of mechanism of salt low frequency noise based on zonal DMD[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2018, 39(1): 177-187. (in Chinese)

[22] PAN Chong, XUE Dong, WANG Jinjun. On the accuracy of dynamic mode decomposition in estimating instability of wave packet[J]. *Experiments in Fluids*, 2015, 56(8): 1-15.

(编辑: 李岩梅、张 雪)